Série VIII. — Tome V. N° 10. Octobre 1944.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

II. — MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES.

Recherches numériques sur les fonctions de Emden. I; Thernœ K. A. (*Z. Astroph.*, 1943, **22**, 122-155). — L'auteur montre qu'on peut mettre en évidence, par une voie en partie numérique, des propriétés caractéristiques de ces fonctions, qui n'ont pas encore été remarquées, et qu'il est possible d'en déduire des développements analytiques représentant les fonctions de Emden du « centre » à la « surface » avec une approximation théoriquement aussi grande qu'on le veut. — G. de Vaucouleurs.

Sur la représentation d'une fonction expérimentale par une fraction rationnelle; Vernotte P. (*C. R.*, 1941, **213**, 433-435). — Détermination des coefficients dans la méthode de représentation de l'auteur pouvant permettre la dérivation au moyen d'une courbe définie par une expression analytique. — G. Petiau.

La formulation d'une loi expérimentale par une fraction rationnelle ou par une somme de fonctions orthogonales; Vernotte P. (*C. R.*, 1941, **213**, 777-780). — Étude de la représentation par une fraction rationnelle à cinq paramètres de lois expérimentales ou analytiques présentant un maximum, une inflexion et une asymptote horizontale. Propriétés des représentations par fonctions orthogonales. — G. Petiau.

Comment les coefficients du développement de Fourier peuvent conduire à la meilleure formulation d'une loi expérimentale; Vernotte P. (*C. R.*, 1941, **213**, 827-829). — Inconvénients des développements du type trigonométriques. Possibilité d'en déduire des développements analytiques ayant la précision nécessaire présentant les mêmes qualités. Applications aux résultats d'une expérience sur la convection. — G. Petiau.

Comment calculer, sans poser d'hypothèse, la valeur régularisée d'une ordonnée expérimentale; Vernotte P. (*C. R.*, 1941, **213**, 983-985). — Procédé généralisant celui de la moyenne permettant de calculer une valeur améliorée d'une ordonnée dont on possède quelques voisines.
G. Petiau.

III. — MÉCANIQUE.

THÉORIES ET ÉTUDES GÉNÉRALES. RELATIVITÉ, GRAVITATION, QUANTA, MÉCANIQUES STATISTIQUES ET ONDULATOIRE.

Les potentiels de deux dispositifs à électrodes cylindriques; Pollaczek F. (*Cahiers de Physique*, 1943, 40-46; n° **17**). — Formules permettant de calculer les potentiels newtoniens de deux dispositifs à électrodes cylindriques qui, tous deux, ont une certaine importance pour l'optique électronique.

Les forces d'oscillateurs de quelques lignes des spectres de Na *I*, K *I* et Mg *II*; Biermann L. (*Z. Astroph.*, 1943, **22**, 157-164). — On montre que les termes observés dans les atomes les plus lourds sont à peu près également influencés par l'interaction (résonance) des électrons de la carcasse entre eux

et avec l'électron lumineux et par la polarisation de la carcasse atomique par l'électron lumineux. Il y a donc lieu de tenir compte de ces deux effets dans les calculs des forces d'oscillateurs en mécanique quantique. On donne une première liste de forces d'oscillateurs calculées de la sorte. Discussion.
G. de VAUCOULEURS.

Physique et déterminisme; HOLST H. (*Fys. Tids.*, 1942, **40**, 71-80). — Les rapports entre la physique et le déterminisme ont été profondément modifiés par la théorie des quanta, puisque celle-ci introduit un caractère d'indéterminisme. On doit renoncer à une description causale des processus des particules élémentaires dans le temps et dans l'espace et compter avec des probabilités. Mais de l'indéterminisme de notre description physique on ne peut conclure à l'indéterminisme de la nature. N'y a-t-il pas une propriété jusqu'ici cachée de l'atome de radium, qui permettrait de prévoir dans quelle direction et à quel moment il émettrait une particule α ? Il faut prendre en considération non seulement les processus atomiques, mais aussi les conditions du milieu. Quand un photon est émis de Sirius et plus tard arrive sur la Terre, à ce processus devrait être liée une « réorganisation » du champ de gravitation de tout l'Univers, cette réorganisation devant ainsi être considérée comme une partie intégrante de tout le phénomène. Ces conditions sans doute échappent à l'observation, mais n'en existent pas moins et ne permettent pas d'écarter le déterminisme. — H. TSCHERNING.

Les champs atomiques de Mg *III* et Al *II*; BIERMANN L. et HARTING H. (*Z. Astroph.*, 1943, **22**, 81-89). — Résultats de calculs des champs atomiques de Mg^{++} et Al^{+} effectués par la méthode du champ « self-consistant » de Hartree (compte non tenu des interactions entre les électrons). On donne les fonctions d'onde normalisées, les intensités du champ xr', et le potentiel xr (r distance du noyau) des différentes couches de l'enveloppe électronique
G. DE VAUCOULEURS.

Une nouvelle méthode de calcul des valences (à l'aide de la mécanique broglienne). Son application à l'étude des terres rares et des transuraniens; DAUDEL R. (*J. Chim. Phys.*, 1944, **41**, 12-17). — Mise au point d'une nouvelle méthode de calcul des valences des éléments chimiques en appliquant les remarquables travaux de Fermi et Gœppert Mayer. Cette méthode est suffisamment précise pour établir, par exemple, des différences entre les terres rares quant à leur comportement chimique. Elle montre, notamment, que tandis que le lanthane et le néodyme doivent posséder seulement la valence 3, le cérium doit avoir une valence 4 et le praséodyme une valence 5. Ces résultats sont en parfait accord avec l'expérience et donnent une interprétation théorique à des faits restés longtemps mystérieux. La même systématique permet, en outre, de prévoir que tous les éléments dont les numéros atomiques sont compris entre 92 et 106 doivent posséder sensiblement les mêmes valences, et qu'en particulier la valence ne peut, en aucun cas, dépasser 6. Ce qui laisse à penser que les séparations entre ces éléments resteront délicates et que l'on ne pourra qu'utiliser des différences nuancées entre les propriétés d'une même valence chez des éléments voisins.

Sur le moment potentiel et les champs de moments en dynamique; WATSON W. H. (*Canadian J. Research*, 1940, **18**, 1-21). — Étude de la spécification des systèmes dynamiques par leur moment potentiel et leurs champs de moments. En partant du mouvement continu identique à la transformation meson-électron, on commence l'étude des systèmes des mouvements d'une particule simple, défini par l'équation

$$\frac{dP_\rho}{ds}\, F_{\rho\sigma} \frac{dx_\sigma}{ds},$$

où $F_{\rho\sigma}$ n'est pas un tenseur antisymétrique. On propose comme modèle classique pour la radiation neutrino les champs qui, en plus des effets électromagnétiques usuels, changent la masse restante d'une particule se déplaçant sous leur action, et qui sont engendrés par la création ou la destruction de la charge électrique. — G. LAPLACE.

MÉCANIQUE DES SOLIDES.

Influence des interruptions au cours des essais de fluage; DE LACOMBE J. et PORTEVIN A. (*C. R.*, 1941, **213**, 19-21). — De même que les courbes de fluage par traction en conditions isothermes et isobares avec les aciers à chaud débutent par un allongement instantané correspondant à l'application de la charge, la décharge après allongement visqueux fait apparaître un raccourcissement instantané expérimental qui est fonction de la charge enlevée et indépendant de l'allongement visqueux antérieurement subi. L'étude de ce phénomène montre qu'il est possible de réaliser une vitesse d'allongement pratiquement nulle au bout d'un temps donné et sous une charge donnée, à condition d'avoir appliqué préalablement pendant ce temps une charge plus élevée ou précharge convenablement choisie.
G. PETIAU.

Le rapport force-tension des caoutchoucs naturels et synthétiques; WILDSCHUT A. J. (*Physica*, 1943, **10**, 65-78). — On montre que la formule de Hatschek pour la courbe force-élongation du caoutchouc, plus connue sour le nom de formule d'Ariano, n'est pas utilisable pour le caoutchouc normalement vulcanisé. On a observé que les courbes force-élongation des caoutchoucs naturels et artificiels, aux environs et jusqu'à la rupture, suivent une hyperbole non rectangulaire. Les axes de symétrie de cette hyperbole font avec l'axe des forces un angle d'environ 40° dans le cas de la gomme pure et d'environ 30° dans le cas de mélanges de carbon black. On déduit une formule générale valable pour tous les caoutchoucs étudiés. — G. LAPLACE.

Recherches sur la densité du graphite et

détermination du coefficient moyen de compressibilité entre 1 et 20 000 kg/cm²; BASSET J. (*C. R.*, 1941, **213**, 829-831). — L'auteur étudie la densité d'échantillons de graphite très purs soumis à une compression mécanique variant de 1 à 20 000 kg/cm² pour écraser les assemblages cristallins maclés et dégazés à 2100° au four à induction dans le vide. Après deux dégazages et trois compressions, le meilleur échantillon contient encore des traces de gaz occlus et ne permet pas encore d'atteindre une parfaite homogénéité et de fixer la densité vraie d'un graphite donné à la pression atmosphérique. Le coefficient de compressibilité de 5000 en 5000 kg varie de $4,41 \cdot 10^{-6}$ à $1,90 \cdot 10^{-6}$. — G. PETIAU.

Les ultra-pressions jusqu'à 300 000 kg/cm² (Mode de production et résultats expérimentaux; BASSET J. (*J. Chim. phys.*, 1943, **40**, 181-194).

MÉCANIQUE DES FLUIDES.

Étude théorique et expérimentale des jets gazeux supersoniques; RIABOUCHINSKY D. (*C. R.*, 1941, **213**, 424-428). — L'auteur examine la réalisation dans les jets émis par une tuyère à détente plus ou moins complète de la solution avec ondes de choc du problème d'un jet gazeux de section presque carrée dont il a obtenu précédemment la forme théorique. — G. PETIAU.

Sur l'emploi des rapports de pression comme critères de similitude applicables aux écoulements gazeux; JAMIN R. (*C. R.*, **213**, 301-302). — Les résultats obtenus pour la distribution du mouvement dans un gaz autour d'un projectile sont étendus au cas de l'écoulement d'un gaz dans des tubulures géométriquement semblables lorsque la viscosité est négligeable. On en conclut que le débit D est lié aux pressions en deux points quelconques et à la température absolue par la formule

$$D = \lambda^2 k \varphi \left(\frac{P_1}{P_2}\right) \frac{P_0}{\sqrt{T_0}},$$

k étant une constante, φ une fonction donnée par l'expérience, l'indice 0 s'appliquant à une section au repos en amont. — G. PETIAU.

Analogies magnétiques des grandeurs hydrodynamiques; FÉLICI N. (*Cahiers de Physique*, 1943, 65-70; n° **18**). — Dans de nombreux cas, les champs de vecteurs introduits dans des problèmes, physiquement différents, satisfont à des équations analogues, ce qui établit entre ces problèmes une analogie mathématique. En hydrodynamique, on se sert d'une analogie électrique, résultant de la répartition du courant dans un conducteur étendu. Cette analogie est toutefois imparfaite, et ne peut s'appliquer aux problèmes à trois dimensions. Il existe une autre analogie bien plus remarquable, qui est réalisée par le champ magnétique. Non seulement elle s'étend aux problèmes dans l'espace, mais encore elle reste valable pour les forces et les énergies. Ceci permet de retrouver des propositions d'hydrodynamique apparemment autonomes, comme le théoréme de Kutter-Joukowsky, par des considérations magnétiques élémentaires. On peut imaginer des appareils permettant la mesure directe des forces subies par les obstacles dans un courant fluide, par des dispositifs magnétiques fondés sur l'analogie indiquée. Dans le cas des problèmes plans, on peut aussi réaliser la mesure directe de ces forces par un dispositif électrostatique extrêmement simple, qui ne semble pas toutefois avoir été mentionné jusqu'à présent.

Sur l'emploi des pertes de charges concentrées pour l'étude des ondes de gravité dans les canaux et rivières; PORTIER A. et REMINIERAS G. (*C. R.*, 1941, **213**, 395-397). — La méthode graphique utilisée pour le calcul des coups de béliers dans les conduites peut, moyennant quelques modifications, être utilisée pour l'étude de la propagation des ondes dans un canal découvert, la perte de charge répartie tout le long du canal étant comme pour les conduites concentrée dans un certain nombre d'étranglements régulièrement espacés. Lorsqu'il y a lieu d'avoir recours à des essais sur modèle réduit, les pertes de charges concentrées équivalentes aux pertes sur une portion de canal peuvent être réalisées pratiquement au moyen de déversoirs noyés. En particulier cette méthode permet l'étude de la propagation d'une intumescence sur une grande longueur d'une rivière naturelle — G. PETIAU.

Étude des oscillations provoquées dans les chambres d'équilibre par les manœuvres de fermeture; ESCANDE L. (*C. R.*, 1941, **213**, 768-770). — Recherches expérimentales systématiques sur les oscillations provoquées dans les chambres d'équilibre à section constante par les manœuvres de fermeture instantanées, complètes ou partielles. Les formules théoriques de M. Eydoux ainsi que la similitude de Reech Froude sont bien vérifiées

G. PETIAU.

Étude des oscillations provoquées dans les chambres d'équilibre par les manœuvres d'ouverture instantanée. Remarque sur le calcul des cheminées déversantes; ESCANDE L. (*C. R.*, 1941, **213**, 861-863). — Étude expérimentale systématique des oscillations provoquées dans les chambres d'équilibre par les manœuvres d'ouverture instantanée. Les conclusions graphiques théoriques conduisent à une représentation très approchée des phénomènes observés, la divergence systématique qui subsiste étant dans le sens de la sécurité. L'erreur systématique commise dans le calcul des cheminées déversantes par sécurité étant souvent exagérée.

G. PETIAU.

Étude expérimentale des tourbillons marginaux d'une aile sustentatrice à bouts rectangulaires; CHARTIER C. (*C. R.*, 1941, **213**, 338-340). — Étude au tunnel hydrodynamique par chronophotogrammétrie stéréoscopique à l'aide de particules d'aluminium et examen des caractères généraux du décollement des tourbillons. Détermination des axes

des tourbillons. Mesures des diamètres, des inclinaisons et des pas des filets hélicoïdaux du tourbillon.

G. Petiau.

Tourbillons en tores dans l'écrasement des filets liquides contre un plan solide et procédé très sensible pour les déceler; Mérigoux R. (*C. R.*, 1941, **213**, 719-721). — On peut déceler les petits tourbillons qui paraissent s'établir au point d'écrasement d'un filet liquide en ajoutant à celui-ci une faible quantité d'hyposulfite de soude et en constituant le plan horizontal par une plaquette d'argent pur polie et recouverte d'une mince couche d'iodure d'argent par exposition à des vapeurs d'iode. Deux genres d'anneaux reproduits s'expliquent simplement si l'on admet l'existence de tourbillonnements en tores centrés sur l'axe d'écrasement.

G. Petiau.

Régimes préparatoires à la rotation par chute libre des ailettes rectangulaires allongées; Dupleich P. (*Cahiers de Physique*, 1943, 14-23; n° **18**). — Des ailettes rectangulaires allongées sont lâchées à plat sans vitesses initiales. Elles effectuent autour d'un plan moyen horizontal des oscillations. Je désigne par roulis ou par tangage ce pseudo-régime, selon qu'il s'établit autour de la grande ou de la petite médiane. L'amplitude de l'inclinaison θ sur l'horizon de la médiane normale à l'axe de rotation croît à chaque demi-oscillation. Après quelques oscillations, l'ailette bascule, en général, et passe au régime en contre-roulement à vitesses constantes sur un plan d'inclinaison constante α sur l'horizon. La vitesse de translation du centre de gravité G est sensiblement constante en moyenne sur une demi-oscillation, mais elle varie de façon continue le long de la demi-période : i désignant l'angle d'incidence sur le vent relatif, elle présente un minimum V_n pour les i décroissants avant l'amplitude et un maximum V_m pour les i croissants après l'amplitude. Il en résulte des valeurs inégales du couple aérodynamique de part et d'autre de l'amplitude. En fonction de i, le point figuratif du couple décrit une boucle limitant une aire qui mesure l'énergie nécessaire à l'entretien des oscillations. L'auteur étudie séparément le roulis et le tangage, ainsi que le passage du roulis initial au tangage. L'ailette bascule et passe directement du roulis au contre-roulement au moment où l'énergie cinétique maximum en roulis est voisine de l'énergie cinétique en régime stable sur le plan incliné. L'ailette possède en contre-roulement un coefficient de résistance moyenne à l'avancement minimum et une énergie cinétique maximum.

Sur le rapport de la conductibilité thermique à la viscosité pour les gaz dipolaires; Schäfer K. (*Z. phys. Chem.*, 1943, **53** B, 149-167). — La théorie élémentaire des processus de transport dans les gaz montre que le quotient $\frac{\lambda M}{C_v \eta}$ est égal à l'unité. Les calculs de Chapman et Enskog ont donné pour ce rapport la valeur 2,5 pour les corps monoatomiques, ce qui est à peu près vérifié par l'expérience. Eucken (1913) a proposé de fractionner λ à la manière de C_v en une partie translationnelle, une partie rotationnelle, une partie vibratoire. Dans ces conditions, on prévoit, pour les corps polyatomiques, la valeur $1 + \frac{4{,}47}{C_v}$. L'expérience donne un peu plus pour les corps non polaires et beaucoup moins pour les corps polaires. L'auteur propose une explication de ces discordances. Pour les gaz non polaires, on est amené à multiplier les contributions de vibration et de rotation par $\frac{D\rho}{\eta}$ qui est en fait plus grand que 1 (D, coefficient de self-diffusion); la discordance est ainsi supprimée. Pour les gaz polaires, la théorie ne trouve pas de relation directe avec le moment; mais elle introduit un coefficient numérique

$$P = \frac{\mu^2 M}{3\theta\sigma_\infty R\left(T + \frac{3}{4}C\right)}$$

(θ, moment d'inertie; σ_∞, diamètre; C, constante de Sutherland).

On calcule les valeurs des (P) pour NO, CO, $CHCl_3$, CH_3Cl, CH_2Cl_2, SO_2, NH_3, H_2O; ces valeurs croissant dans l'ordre indiqué de 0,0635 à 60 environ; les constantes d'Eucken sont calculées et l'on montre que la discordance varie dans le même sens que P. La formule d'Eucken doit s'écrire

$$k = \frac{\lambda M}{\eta C_v} = \frac{x\frac{3}{2}R + R + 1{,}2\left(C_v - \frac{5}{2}R\right)}{C_v}$$

(pour SO_2 par exemple).

On aurait la formule empirique

$$2{,}5 - x = KP^{0,45},$$

qui permet de calculer, soit λ, soit η.

E. Darmois.

MÉCANIQUE MOLÉCULAIRE.

Photographie des trajectoires des particules très petites en suspension dans l'air. Détermination de la grosseur de la charge électrique, de la vitesse de photophorèse et de la densité de ces particules. II ; Tauzin P. (*Cahiers de Physique*, 1944, 25-57; n° **20**). — Dans une première partie l'auteur a décrit un appareillage pour photographier les trajectoires de particules soumises à la pesanteur, à la photophorèse, à un champ électrique alterné et au mouvement brownien. La deuxième partie est relative à l'interprétation des photographies obtenues. L'auteur expose comment, à partir des trajectoires des particules, on déduit les diamètres, les charges électriques, les vitesses de photophorèse et les densités de ces particules.

Photographie des trajectoires des particules très petites en suspension dans l'air. Détermination de la grosseur de la charge électrique, de la vitesse de photophorèse et de la densité de ces particules; Tauzin P. (*Cahiers de Physique*, 1944, 2-16; n° **19**). — L'auteur a construit un appa-

reillage pour photographier les trajectoires des particules ultramicroscopiques en suspension dans l'air. Ces trajectoires permettent l'étude des divers déplacements des particules : chute, déplacement dans le champ électrique, photophorèse (déplacement dû à la lumière), mouvement brownien. Connaissant la vitesse de chute et la vitesse de déplacement dans le champ électrique, on peut calculer le diamètre de la particule supposée sphérique, et sa charge électrique, en appliquant deux formules classiques. L'application de ces formules exige la connaissance de la densité de la particule. Si cette densité est inconnue (fumées issues de combustion, etc.), on peut calculer le diamètre au moyen d'une deuxième méthode, qui consiste à provoquer la capture d'une charge électrique élémentaire par la particule. La comparaison de la première et de la deuxième méthode donne la densité de la particule. L'auteur exposera prochainement comment on doit interpréter les photographies obtenues, et en particulier comment on en déduit les déplacements élémentaires des particules : chutes, déplacement dans le champ électrique, photophorèse, mouvement brownien.

La détermination du poids moléculaire de particules s'évaporant librement; METZGER F. (*Helv. phys. Acta*, 1943, **16**, 323-342). — Description d'une balance double permettant de mesurer deux forces orthogonales dans le vide; les forces sont compensées par des actions électriques. A l'aide de cette balance on a mesuré dans un vide élevé la vitesse d'évaporation et la pression d'évaporation, d'où l'on déduit, connaissant la température, le poids moléculaire des particules qui s'évaporent. On trouve que le tellure s'évapore sous forme diatomique; pour Se on trouve le facteur $5,6 \pm 0,4$; pour $Hg\,Cl_2$ l'évaporation se fait sous forme de molécules $Hg\,Cl_2$; pour $Hg_2\,Cl_2$, il y a dissociation en Hg et $Hg\,Cl_2$; pour $NH_4\,Cl$ également (en NH_3 et H Cl); pour As on trouve le facteur de 2,6, alors que la vapeur saturée a pour formule As^4; l'association est donc postérieure à l'evaporation.

B. VODAR.

Diffusion thermique des gaz. Méthode de Clusius et Dickel; FOURNIER A. (*J. Phys.*, 1944, **5**, 11-16). — Une théorie élémentaire de la diffusion thermique des gaz ne faisant intervenir que la masse des molécules est donnée. La méthode de Clusius et Dickel qui multiplie ce faible effet de diffusion thermique par les courants de convection est un moyen de concentration des isotopes. Les constantes de temps de ces séparations sont calculées. L'influence des facteurs autres que la masse des molécules apparaît surtout dans la diffusion thermique de gaz de masses moléculaires égales.

Théorie phénoménologique de l'effet Soret; DE GROOT S. R. (*Physica*, 1942, **9**, 699-708). — On a intégré rigoureusement le problème de limites qui se pose dans la discussion phénoménologique au sujet des procédés de diffusion et de diffusion thermique entre des plateaux parallèles dans les liquides (effet Soret). On a tiré de la solution une expression approchée qui peut s'appliquer pour les différences de températures et les rapports du coefficient de diffusion thermique au coefficient de diffusion (coefficient de Soret) usuels. On ne peut pas aisément étendre la théorie au procédé de séparation de Clusius et Dickel, dans lequel se trouve un flux de convection additionnel. — G. LAPLACE.

Théorie phénoménologique du procédé thermogravitationnel de séparation dans un liquide; DE GROOT S. R. (*Physica*, 1942, **9**, 801-816). — Mise en équation des processus de diffusion et de convexion dans les liquides. Dans une discussion des travaux antérieurs pour le développement d'une théorie de séparation par diffusion thermique, on montre que la méthode proposée par Furreg, Jones et Onsager pour le calcul de la séparation dans les gaz peut être utilisée pour le processus de séparation dans un liquide. On obtient une expression générale pour la séparation, dépendant de deux fonctions sans dimensions de paramètres du problème. On étudie également l'influence de certains de ces paramètres : temps, distance entre plateaux, hauteur de l'appareil, gradient de température, inclinaison de l'appareil. Quelques calculs numériques sont traduits sous forme de courbes. — G. LAPLACE.

Théorie cinétique de la thermodiffusion dans les liquides; WIRTZ K. et HIBY J. W. (*Physik. Z.*, 1943, **44**, 369-382). — Grâce à la connaissance précise de la structure des cristaux, la théorie des changements de place de leurs éléments a fait de grands progrès; on est arrivé ainsi à une explication de la diffusion et de la conductibilité électrolytiques. A cause d'une certaine ressemblance entre les liquides et les cristaux, les mêmes méthodes ont été essayées pour les liquides; des tentatives ont par exemple été effectuées par les auteurs (1939-1943). On effectue une revue des travaux précédents et l'on indique leurs principaux défauts. Dans le présent travail, on présente une théorie modifiée, fondée sur l'emploi d'un modèle quasi cristallin.

D'après ce modèle, le changement de place de deux molécules peut avoir lieu, soit directement, soit par l'intermédiaire d'un « trou ». Dans les deux cas on est amené à scinder l'énergie d'activation du processus en deux parties : l'une q_H à fournir avant le saut, l'autre q_L qui tient à la formation du trou. Cette séparation a l'avantage d'introduire deux paramètres, qui figureront dans la fréquence avec laquelle se produiront les changements. La différence $q_H - q_L$ se révèle identique à la chaleur de transport de Eastman. On traite ainsi successivement la thermodiffusion dans un mélange de deux molécules non chargées, puis l'effet Soret et l'effet thermoélectrique homogène dans une solution électrolytique étendue. Les expressions obtenues coïncident formellement avec celles de la théorie thermodynamique de Wagner (*Ann. Physik*, 1929, **3**, 629; cf. **1**, 817 **D.** et 1930, **6**, 370; cf. **2**, 635 **D.**). La comparaison avec l'expérience ne peut être faite complètement, à cause de la présence de l'effet thermoélectrique homogène, mal connu. D'après les mesures de divers auteurs, l'effet Soret de Cl Li est très faible, et l'effet augmente avec le P. A. de l'ion alcalin, le chlorure s'enrichissant

dans la partie froide. On en déduit que $q_H - q_L$ est minimum et $q_H + q_L$ maximum pour Cl Li dans la série; cela tiendrait à ce que Li emporte avec lui ses molécules d'eau d'hydratation dans ses changements de place, d'où une variation de q_L avec la grandeur de l'ion. Il se pourrait que $q_H - q_L$ ait deux valeurs à peu près égales et de signes contraires pour les deux ions Cl^- et Li^+, q_L étant prédominant pour Li^+ et q_H pour Cl^-.

On discute ensuite l'emploi de la thermodiffusion pour la séparation des isotopes dans les deux cas ci-dessus (molécules et ions); la variation isotopique de q_H ou de q_L doit agir. La discussion des deux cas H_2O—H DO et C_6H_6—C_6D_6 montre que les effets observés dépendent surtout de la grosseur de la molécule; le q_L des molécules HDO serait le plus faible, conséquence de l'enrichissement à l'extrémité froide. On en déduit que la séparation isotopique doit être difficile par thermodiffusion dans les liquides.

E. Darmois.

Sur l'augmentation de volume pendant le mélange de deux liquides non polaires; Dunken H. (*Z. phys. Chem.*, 1943, **53** B, 264-279). — Si c_1 et c_2 sont les proportions molaires des 2 liquides, v_1 et v_2 leurs volumes molaires, on peut calculer le volume molaire du mélange par la règle d'additivité : $v = v_1 c_1 + v_2 c_2$. L'expérience montre que, dans la plupart des cas, le volume observé est supérieur à v. La dicordance semble maximum vers $c_1 = c_2 = 0{,}5$. On peut d'abord supposer simplement que l'arrangement de substances dissemblables est plus difficile que celui de substances semblables; on trouve ainsi facilement que $d(\Delta V) = a(0{,}5 - c_1)\, dc_1$. L'intégration donne

$$\Delta V = 4\,\Delta V_m (c_1 - c_1^2). \qquad (1)$$

En fonction de c_1, ΔV est représenté par une courbe parabolique avec maximum pour $c_1 = 0{,}5$. C'est le cas pour 12 mélanges du benzène, du cyclohexane, etc. entre eux et avec divers autres produits. La formule (1) prend la forme réduite

$$\frac{\Delta V}{\Delta V_m} = 4(c_1 - c_1^2), \qquad (2)$$

bien vérifiée pour dix séries de mesures.

Dans des travaux antérieurs de Dunken et Wolf (1940-1942), on a réussi à expliquer la relation entre la chaleur de vaporisation et l'énergie superficielle de divers liquides et mélanges en admettant la coordinance 12 de l'empilement sphérique dense. L'auteur suppose que ce n'est pas la seule explication possible. Quand on a un liquide pur, cet arrangement dense doit être la règle; les sphères se touchent en quelque sorte. Si l'on introduit quelques molécules d'un deuxième liquide, tout se passe comme si ces molécules ne touchaient par les premières, ou comme si elles avaient un rayon plus grand qu'en réalité. Les arrangements ainsi obtenus pour diverses valeurs de c_1 sont destinés à une et deux dimensions; le calcul redonne dans ce cas le maximum de ΔV pour $c_1 = 0{,}5$. On passe enfin à une théorie un peu plus précise dans laquelle une molécule (1) dissoute est environnée de Z_1 molécules de (1) et de Z_2 molécules de solvant (2). La molécule (1) produit une augmentation δV_{M_1} par molécule (2); elle paraît donc occuper le volume $V_{M_1} + (Z - Z_1)\,\delta V_{M_1}$, en posant $Z = Z_1 + Z_2$. Un raisonnement montre que $Z_1 = c_1 Z$, et l'on trouve facilement

$$\Delta V = Z\,\delta V_{M_1}(c_1 - c_1^2), \qquad (3)$$

qui coïncide avec (1) à condition de poser

$$\Delta V_m = \frac{Z}{4}\,\delta V_{M_1}.$$

En particulier, pour $Z = 12$, $\Delta V_m = 3\,\delta V_{M_1}$. On donne une partie des mesures de densité qui ont permis de construire les courbes de ΔV en fonction de c_1. — E. Darmois.

IV. — ACOUSTIQUE.

Étude des ondes stationnaires ultrasonores dans les liquides; Goudet G. (*C. R.*, 1941, **213**, 117-119). — Étude des conditions d'emploi des ondes stationnaires ultrasonores dans les liquides en vue de réaliser la modulation de la lumière en haute fréquence. Calcul de l'élongation et de la pression avec ventre d'amplitude et de pression en fonction de la différence de potentiel sinusoïdale appliquée. Application à un projet de modulateur.

G. Petiau.

Les travaux de P. O. Pedersen sur l'acoustique de chambre et le laboratoire technique du son; Rybner J. (*Fys. Tids.*, 1943, **41**, 65-90). — Description des dispositifs expérimentaux pour la mesure des coefficients d'absorption en fonction de la fréquence, et des résonateurs à fente créés par P. O. Pedersen. Description du laboratoire acoustique de Copenhague et de la méthode utilisée pour mesurer le pouvoir isolant, acoustiquement parlant, des cloisons. Mesures des intensités des bruits et des spectres sonores. Mesures électroacoustiques en chambre sourde. — H. Tscherning.

Sur le son d'axe des corps tournant à grande vitesse. Une nouvelle source sonore étalon; Huguenard E. (*C. R.*, 1941, **213**, 648-650). — L'auteur montre que le son d'axe attribué jusqu'ici aux chocs de l'axe sur les coussinets se produit même lorsqu'il n'y a ni paliers ni axe matériel guidant le rotor, et que ce son provient uniquement dans ce cas du défaut de centrage géométrique de la surface externe du rotor sur l'axe réel de rotation. Ce principe a permis la réalisation de sources sonores obtenues en munissant un rotor de révolution mu par l'air comprimé d'un cylindre excentrique de dimensions en rapport avec celles du rotor. Ce dispositif permet de réaliser des sources sonores étalons pouvant produire des sons dont la hauteur maxima varie de 500 à 15 000 vibrations par seconde. — G. Petiau.

Influence des ultrasons sur la diffraction des rayons X par le quartz; SURUGUE J. et OUANG T. T. (*Cahiers de Physique*, 1943, 55-64; n° **18**). — Description de quelques expériences effectuées avec des lames de quartz en vibration, en utilisant le rayonnement continu du tungstène et la raie Kα du molybdène. L'intensité des pinceaux diffractés à été mesurée directement par une méthode électrométrique. On constate dans tous les cas un accroissement de l'intensité des taches de Laue sensiblement proportionnel à l'amplitude des vibrations, quelle qu'en soit la direction. L'étude du pouvoir réflecteur pour Mo Kα a montré aussi une augmentation proportionnelle à la tension appliquée pour la réflexion en 1[er], 2[e] et 3[e] ordres. Les auteurs examinent si les résultats peuvent être interprétés au moyen de la théorie de la diffusion des rayons X par les cristaux et trouvent que la grandeur du phénomène observé s'explique mieux en l'attribuant à la perturbation apportée par le mouvement vibratoire au cristal, considéré à l'état de repos comme présentant déjà une structure mosaïque.

V. — ÉLECTRICITÉ ET MAGNÉTISME.

ÉLECTRICITÉ STATIQUE.

Étude du potentiel créé par deux cylindres coaxiaux égaux portant des charges égales et opposées; DUCHON R. (*Cahiers de Physique*, 1943, 24-32; n° **18**). — L'auteur donne le principe d'une méthode générale de calcul du potentiel créé par deux électrodes à symétrie cylindrique, méthode qui consiste à remplacer les surfaces électrisées par des lignes chargées uniformément. L'application est faites de ce principe à deux cylindres coaxiaux identiques, portant des charges opposées. Une table numérique de l'intégrale elliptique de première espèce en fonction du module et d'une autre fonction nécessaire au calcul exposé est décrite.

Sur la théorie des champs de forces électriques internes; BOTTCHER C. J. F. (*Physica*, 1942, **9**, 937-944). — On tire d'une équation déjà donnée par l'auteur une nouvelle formule pour le champ interne dans un diélectrique gazeux ou liquide à l'intérieur duquel domine un champ homogène. En général, le champ moyen interne dans l'espace occupé par les molécules est plus grand que le champ moyen interne dans les interstices. De plus, dans le cas d'un mélange, le champ interne possède plusieurs valeurs moyennes dans les espaces occupés par les différentes molécules. Les différences sont parfois considérables. Ainsi, pour une solution d'une substance dipole dans un solvant non polaire, le champ dans les molécules dipoles est égal à plusieurs fois celui qui existe dans le liquide.

G. LAPLACE.

Relations entre la pression et la polarisation moléculaire des gaz et des liquides non polaires: BOTTCHER C. J. F. (*Physica*, 1942, **9**, 945-953). — En partant d'une formule donnant le champ électrique interne, on arrive à une expression des relations entre la constante diélectrique, la polarisation et la densité des gaz et liquides non polaires, qui explique que la polarisation moléculaire *Pm* dépend de la pression, lorsque cette dernière atteint de hautes valeurs. La formule montre que, en accroissant la pression, *Pm* s'accroît d'abord jusqu'à une valeur définie de la constante diélectrique, passe par un maximum, puis décroît si la pression continue à augmenter. Ceci est en accord avec les données expérimentales de Michels et Kleerekoper, Keyes et Kirkwood, Danforth et autres. On peut tirer de l'augmentation de *Pm* le rayon moyen de la molécule. — G. LAPLACE.

Mesures sur la constante diélectrique de quelques gaz non polaires (H_2, D_2, He, O_2 et l'air) et CO entre la température ordinaire et 20° absolus; VAN ITTERBEEK A. et SPAEPEN J. (*Physica*, 1943, **10**, 173-184). — A l'aide d'une méthode électrostatique perfectionnée, on a mesuré la constante diélectrique de différents gaz, tels que l'air, H_2, D_2, CO, CO_2, O_2 et He, à des pressions inférieures à 1 atm. Ces constantes ont d'abord toutes été déterminées à la température ordinaire, puis à la température d'ébullition de l'oxygène liquide pour H_2, D_2, CO, O_2 et He, et à la température d'ébullition de l'azote liquide pour CO. L'étude de la variation de la constante diélectrique en fonction de la pression montre que pour CO la polarisation augmente lorsque la pression diminue, tandis que pour O_2, la pression n'a aucune influence. Le moment dipolaire de CO, recalculé à partir des résultats expérimentaux, est de 0, 11.10^{-18}. Les mesures des constantes diélectriques de H_2, D_2 et He au point d'ébullition de l'hydrogène confirment la loi de Clausius-Mosotti. Le second coefficient de viriel a été calculé à partir des mesures effectuées sur le deutérium au point d'ébullition de l'hydrogène. On a trouvé $10^3.B = -12{,}2$, au lieu de $10^3.B = -6{,}42$ pour H_2.

G. LAPLACE.

Formation d'associations dipolaires et polarisation diélectrique. III; HARTMANN H. (*Z. phys. Chem.*, 1943, **53** B, 37-48). — Dans deux mémoires antérieurs, on a montré que les solutions de substances dipolaires dans un solvant non polaire se rangent en deux catégories : 1° Celles où la substance polaire forme des associations en proportions stœchiométriques (supermolécules); 2° Celles où interviennent des groupements purement statistiques. On a fait ensuite (*Ibid.*, 1942, **51**, 309) la théorie des solutions du deuxième groupe et montré l'influence de la formation des « essaims » sur les propriétés thermodynamiques des solutions. On se propose ici d'étendre cette théorie au cas où la solution est placée dans un champ extérieur quasi statique. On rappelle la théorie de Mosotti-Clausius, le calcul du champ intérieur par Lorentz, la formule de Debye,

qui adopte les procédés de Langevin. La formule de Debye est en défaut pour les solutions un peu concentrées; une expression empirique de Van Arkel et Snoek (1932) convient au contraire très bien, même pour le liquide dipolaire pur. Des tentatives ont été faites pour retrouver cette formule; Debye par exemple à introduit sa théorie de l'empêchement de rotation; mais cette théorie ne peut relier l'énergie de couplage avec la concentration du composant polaire.

L'auteur reprend le calcul fait dans son deuxième mémoire (*loc. cit.*); il obtient l'équation intégrale qui résout le problème; avec les deux premiers termes du développement de la solution, il peut calculer l'énergie potentielle moyenne des dipôles, entre eux et avec le champ extérieur; on trouve ainsi

$$E_s = -\mu D\left(1 - \frac{4\pi N\mu^2}{3kT}\right)\cos\alpha - \mu c'_0, \qquad (1)$$

où n est le nombre des molécules des corps dissous, D le champ provenant des charges sur les plateaux du condensateur, α l'angle du dipôle de la molécule centrale avec le champ. En se servant du premier terme de la fonction de Langevin, on trouve ensuite la polarisation I

$$I = \frac{n\mu^2}{3kT}\left(1 - \frac{4\pi}{3}\frac{n\mu^2}{3kT}\right)D. \qquad (2)$$

Utilisant enfin la relation

$$\varepsilon = \frac{1}{1 - 4\pi\frac{I}{D}},$$

on trouve

$$P = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi}{3}\frac{N\mu^2}{3kT}R, \qquad (3)$$

où N est le nombre d'Avogado, R un facteur de réduction. La formule de Van Arkel et Snoek est du même type, avec un autre facteur R_A. Les développements de R et R_A en fonction de $\frac{4\pi}{3}\frac{N\mu^2}{3kT}R$ sont de la forme

$$R = 1 - \frac{4\pi}{3}\frac{n\mu^2}{3kT} + \ldots \quad \text{et} \quad R_A = 1 - c\frac{4\pi}{3}\frac{n\mu^2}{3kT} + \ldots$$

et il se trouve que c est de l'ordre de l'unité. Il semble donc que l'auteur ait trouvé la bonne loi-limite. En développant les calculs de l'équation intégrale, il espère trouver l'expression totale, sans avoir besoin ainsi de l'hypothèse de Mosotti-Clausius. Il généralisera le calcul en tenant compte des polarisabilités α et α_0 des corps dissous et du solvant. Il montre que les fluctuations des dipôles sont négligeables, tant qu'on n'est pas au voisinage de la température critique. Enfin, les travaux de K. L. Wolf et ses élèves avaient cru démontrer que la formation de supermolécules permettait de retrouver la formule de Van Arkel et Snoek. On montre que c'est une coïncidence purement formelle; les chaleurs de formation des supermolécules ainsi calculées sont insuffisantes et il n'y a pas accord avec les résultats de la cryoscopie. — E. Darmois.

Sur la dispersion de la constante diélectrique des aluns; Guillien R. (*C. R.*, 1941, **213**, 991-993). — Mesures pour les aluns de fer et d'ammonium, de chrome et d'ammonium, d'aluminium et d'ammonium, d'aluminium et de potassium, de la constante diélectrique et de l'absorption électrique en faisant varier dans un domaine étendu la fréquence des oscillations utilisées. Comparaison des courbes obtenues avec les courbes théoriques de la théorie de Debye de la dispersion anormale des liquides et de la théorie quantique de la dispersion électrique dans les cristaux de C. J. Gorter et de R. de L. Kronig. — G. Petiau.

Sur le moment de dipôle de l'ammoniac; Polder D. (*Physica*, 1942, **9**, 908-914). — Dans le cas spécial de NH^3, la dégénérescence des niveaux rotationnels d'un sommet symétrique est supprimé, du fait que l'atome N possède deux positions d'équilibre. Les deux niveaux résultants n'ont pas de moment de dipole dans un champ nul, mais comme il n'existe que des éléments non-diagonaux entre les deux états voisins, on trouve un effet de Stark linéaire dans les champs élevés. Dans les champs faibles, il y a un effet quadratique. Ces circonstances n'affectent pas la détermination du moment permanent par les mesures sur la susceptibilité électrique. — G. Laplace.

Sur la théorie des diélectriques polaires. I. Théorie du champ cristallin dans les solides et les liquides; Bauer E. (*Cahiers de Physique*, 1944, 1-20; n° **20**). — L'auteur développe une théorie des diélectriques à molécules polaires, permettant de déterminer toutes les propriétés électriques de ces corps, notamment à l'état cristallin, en fonction des interactions entre leurs molécules. Suivant l'exemple de Pauling et de Debye, ces interactions sont représentées schématiquement par un champ cristallin exerçant sur chaque dipôle un couple dépendant de son orientation dans le réseau. Mais ce champ n'est pas uniforme : il faut tenir compte de la répartition des charges dans les molécules. Si l'on admet, comme le suggère la structure de beaucoup de cristaux, qu'il existe dans ce champ plusieurs orientations d'équilibre stable, avec des énergies potentielles différentes et séparées par des barrières de potentiel, on est amené à distinguer, dans la polarisation d'orientation, une partie instantanée et une partie retardée, dont on peut calculer les expressions, ainsi que la valeur du temps de relaxation. Inversement, les données expérimentales fournissent des renseignements précis sur la structure du champ cristallin. Ces données sont essentiellement, à chaque température, la constante diélectrique statique ε_0, la même constante à très haute fréquence ε_∞, la densité, le temps de relaxation, la fréquence de libération (infrarouge) des dipôles. Dans les liquides, le champ cristallin a des propriétés analogues, mais le temps de relaxation mesure la vie moyenne des édifices cybotactiques élémentaires. Discussion de quelques modèles simples. Application à l'eau, aux aluns, aux hydracides halogénés et aux sels d'ammonium.

Le Gérant : Maurice Blondin. 120346 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1944.